



TITLE:

原始太陽系における mm スケールの
の流体力学(乱流と輸送現象:コーヒ
ーカップから宇宙まで)

AUTHOR(S):

三浦, 均; 中本, 泰史; 土居, 政雄

CITATION:

三浦, 均 ...[et al]. 原始太陽系における mm スケールの流体力学(乱流と輸送現象:コーヒークップから宇宙まで). 数理解析研究所講究録 2007, 1567: 47-55

ISSUE DATE:

2007-08

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/81201>

RIGHT:

原始太陽系における mm スケールの流体力学

京都大学・理学研究科天体核研究室 三浦 均 (Hitoshi Miura)
Theoretical Astrophysics Group, Department of Physic, Kyoto Univ.

東京工業大学・地球惑星科学 中本 泰史 (Taishi Nakamoto)
Dept. of Earth & Planetary Sciences, Tokyo Institute of Technology

筑波大学・数理物質科学研究科 土居 政雄 (Masao Doi)
Pure and Applied Sciences, Univ. of Tsukuba

1. 背景

地球に落下してくる隕石は、その多くがコンドライト隕石と呼ばれる種類の石質隕石であり、その内部にはコンドリュールと呼ばれる mm サイズの球状珪酸塩鉱物が多量に含まれている。これは、かつて原始太陽系星雲内部に存在した mm サイズの珪酸塩ダスト (前駆体) が、なんらかのメカニズムで加熱されて融解し (液滴)、表面張力によって丸くなったあと、急冷・再固化してできたものだと考えられている (Jones et al. 2000)。また、放射性同位体元素の分析から、このような融解現象が原始太陽系星雲内部で生じていたのは、今からおよそ 46.67 億年前に最初の固体成分 (Ca-Al-rich inclusions, CAIs) が星雲内部で凝縮した後、約 100-200 万年の間であると考えられている (Amelin 2002)。コンドリュールがコンドライト隕石に大量に含まれているという観測的事実は、この期間に原始太陽系星雲内部において多くの珪酸塩ダストを融点 (≥ 1600 K) まで加熱するような何らかの活動性の存在を強く示唆している。しかしながら、コンドリュール形成のメカニズムがなんであったのかについては未だ確定したシナリオはなく、100 年以上もの間惑星科学の重要な未解決問題として多くの研究者に認識されている (Sorby 1877)。

現在、コンドリュール形成メカニズムの候補として注目されている理論シナリオとしては、(a) X-wind モデル、(b) 雷モデル、(c) 衝撃波加熱モデルが挙げられる。X-wind モデルでは、主要なダスト加熱源は中心星の輻射である。中心星近傍 (0.1 AU 以内、1 AU [Astronomical Unit] は現在の太陽と地球の距離に相当) の珪酸塩ダストは、中心星からの輻射による加熱と自身の熱放射冷却が釣り合った結果、融点を越える高温状態となってコンドリュール化した後、X-wind と呼ばれる中心星近傍領域から吹き出すガス流に運ばれて現在の小惑星帯付近に飛ばされるというモデルである (e.g., Shu et al. 2001)。雷モデルでは、原始太陽系

星雲内部において、帯電した固体粒子が周囲のガスと異なる運動をすることで空間に電位差が生じ、そのエネルギーを放電によって解放する際にダストを加熱すると考える (e.g., Pilipp et al. 1992). 衝撃波加熱モデルでは、原始太陽系星雲内部において、コンドリュール前駆体が存在する領域を衝撃波が通過すると、衝撃波後面においてガスとダストの間に大きな相対速度が生じ、ガス摩擦によって前駆体が加熱される (Hood & Horanyi 1991, 1993, Ruzmaikina & Ip 1994, Iida et al. 2001, Desch & Connolly 2002, Ciesla & Hood 2002, Miura et al. 2002, Miura & Nakamoto 2005, 2006). 上記で挙げたモデル以外にもコンドリュール形成メカニズムの候補は挙げられている (Boss 1996). これらいくつかあるシナリオから実際にコンドリュールを形成しうるシナリオを選ぶ上で重要なのは、そのシナリオによって予言されるコンドリュールの物理的・化学的特徴が、実際のコンドリュールの特徴を再現しうるかどうかである (Jones et al. 2000).

ここで、衝撃波加熱モデルには、強いガス流による動圧が融解したダスト (液滴) に作用し、変形や内部流、分裂といった流体力学的挙動が引き起こされるという、他のモデルには見られない特徴がある。もしコンドリュール形状が融解時の液滴形状を反映しているのだとしたら、ガス流中で液滴がどのように変形するかを調べ、それを実際のコンドリュール形状と比較することによって、衝撃波加熱モデルの検証に繋がる。また、液滴内部に引き起こされる流れは、コンドリュールの内部化学組成や同位体組成の空間分布に影響を及ぼす。さらに、ダスト融解時の分裂現象は、コンドリュールのサイズ分布を決める要因になる可能性がある。このように、高速ガス流中で融解したダストの流体力学的挙動を調べ、それと実際に測定されるコンドリュールの物理的・化学的特徴を比較することで、その形成メカニズムを明らかにできることが強く示唆される。

コンドリュール形成を生じさせるような希薄高速ガス流を地上実験によって再現するのは難しい。よって本研究では、三次元数値流体シミュレーションによって、衝撃波加熱モデルによって引き起こされる mm サイズ融解ダストの力学的挙動を定量的に解明することを目的とする。

2. モデルと基礎方程式

モデル

原始太陽系星雲内部のガスは非常に希薄であり、ガス分子の平均自由行程 ($l = 1/(ns) \sim 10$ cm, ここで n はガス分子の数密度で、典型的な衝撃波後面では $n \sim 10^{15} \text{ cm}^{-3}$, また s はガス分子の衝突断面積であり、ここでは $s = 10^{-16} \text{ cm}^2$ とした) は、典型的なコンドリュールサイズ ($r_0 \sim 1$ mm) よりも十分大きい。このような場合は、ガスの流れは流体的でなく、自由分子流として振る舞う。つまり、流れを妨げる流体を回り込むようなことはせず、流線は物体表面に衝突するまでは直線的に進む (Figure 1). このような状況下では、物体表面に作用するガス動圧

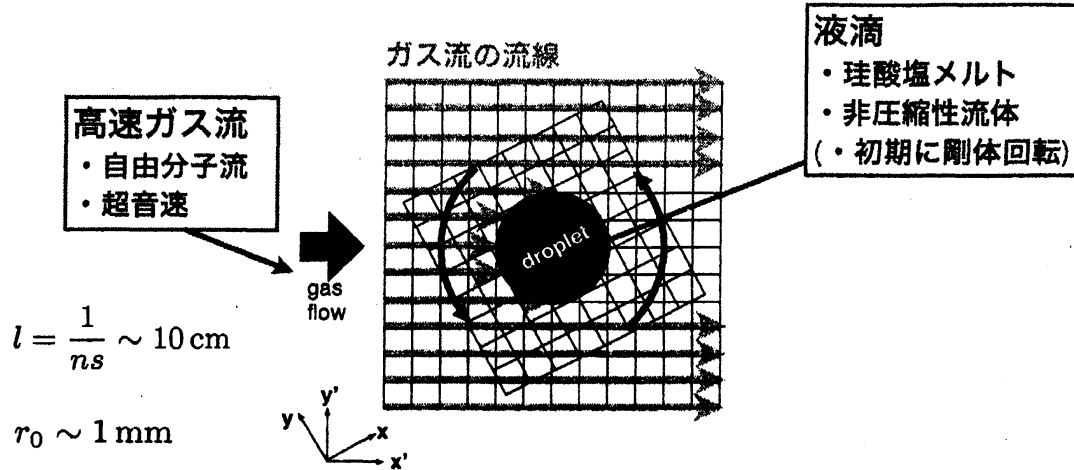


Figure 1: 我々の数値モデルの模式図.

は、物体周囲の流れ場を解くまでもなく解析的に評価できる (Miura & Nakamoto 2007). 我々の数値モデルではこのような状況を想定し、直交格子状に珪酸塩メルト (非圧縮性流体) を配置し、ガス動圧の影響下における液滴の力学的時間発展を、差分化した流体力学方程式を数値的に時間積分することによって調べた.

基礎方程式

連続の式:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

運動方程式:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} = -(\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u} + \mathbf{F}_g + \mathbf{F}_s)/\rho + \mathbf{g}, \quad (2)$$

ここで、 ρ , \mathbf{u} , p , μ , \mathbf{F}_g , \mathbf{F}_s , \mathbf{g} はそれぞれ、密度、速度、圧力、粘性係数、ガス動圧、表面張力、見かけの加速度である。また、上記の方程式に加えて、状態方程式 $(\partial p / \partial \rho) = c_s^2$ によって方程式を閉じる (ここで、 c_s は音速)。運動方程式の移流項は CIP 法を用いて時間発展させた (Xiao et al. 1996)。また、液滴内部は音速が非常に大きく ($\sim 2 \text{ km s}^{-1}$)、わずかな密度変化が大きな圧力変動を生み出すために、陽的に解くと数値計算が不安定 (もしくは、時間刻みを非現実的なほど短くしなくてはいけない) になってしまうため、圧力ベース解法によって圧力を陰的に求めた (Yabe & Wang 1991)。表面張力の数値モデルは Brackbill et al. (1992) を採用し、ガス動圧の数値モデルは Miura & Nakamoto (2007) のものを用いた。

また、我々の計算においては、計算領域のどの場所に液滴成分が存在するかを表すために、密度関数 ϕ を用いた。液滴が存在する領域では $\phi = 1$ とし、 $\phi = 0$ であればそこは液滴の外部領域であることを示す。この密度関数 ϕ を流速に乘せ

て移流させることにより，自由表面である液滴表面の追跡が可能となる．液滴内部と外部の密度比が非常に大きい場合 ($\rho_g/\rho_d \ll 1$ ，ここで ρ_g は液滴外部領域の密度， ρ_d は液滴の質量密度)，密度関数 ϕ の時間発展は近似的に

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \mathbf{u}) = 0, \quad (3)$$

と書ける (Miura & Nakamoto 2007)．我々は連続の式 (1) を解く代わりに，密度関数の発展方程式 (3) を解き，得られた ϕ から $\rho = \phi \rho_d + (1 - \phi) \rho_g$ によって密度を与えた．また，液滴全体の質量を保存するために，保存保証型 CIP 法である CIP-CSL2 法を採用した (Nakamura et al. 2001)．詳細な計算法や珪酸塩メルトの物性値などについては，Miura & Nakamoto (2007) を参照．

3. 結果

3.1. 液滴の変形・分裂

液滴の変形の程度を表す指標として，ガス動圧と表面張力の比である Weber 数 $W_e \equiv p_{fm} r_0 / \gamma_s$ がよく用いられる (e.g., Bronshten 1983)．今回は，衝撃波加熱モデルから予想される物理量としてガス動圧 $p_{fm} = 4000 \text{ dyne cm}^{-2}$ を採用し，液滴半径 r_0 をさまざまに変えて計算を行なった．また，高温状態の液滴を想定し，粘性係数は $\mu = 1.3 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$ を用いた (Uesugi et al. 2003)．

まず，液滴半径 $r_0 = 500 \text{ }\mu\text{m}$ の場合，Weber 数は $W_e = 0.5$ となる．つまり，ガス動圧は表面張力よりもわずかに小さいため，液滴の変形は小さいと予想される．我々の流体シミュレーションの結果では，最初に完全な球だった液滴はガス動圧を受けて変形するが，最大変形を迎えたあとは表面張力によって復元するという振動をしばらく繰り返したのち，粘性散逸によって振幅は減少していき，いずれ定常形状に落ち着くことが分かった (Figure 2 左パネル)．また，最終的に得られた定常状態は，Sekiya et al. (2003) の解析で得られた線形解と，変形した液滴形状，及び，液滴内部の流れのパターンなどの点について良い一致を示した．

次に，液滴変形 $r_0 = 5000 \text{ }\mu\text{m}$ の場合，Weber 数は $W_e = 5$ となる．よってこの場合，ガス動圧が液滴変形に大きな影響を及ぼすことが予想される．実際に数値シミュレーションを行なうと，ガス動圧にさらされた液滴前面部分が強く後方に流されて全体が大きく変形する様子が示された．しかし，この場合は直接分裂することではなく，表面張力による復元力の結果，最終的には定常状態に落ち着いた (Figure 2 中パネル)．ただし，この場合注目すべきは，図の B の点に形成される負圧の領域である．これは流体方程式の非線形項の影響によるものであり，液滴内部に誘起された流れ場の渦中心とほぼ一致している．この負圧領域においては，流体成分が気泡となる現象 (キャビテーション) が生じ，それが液滴のダイナミクスに影響を及ぼす可能性がある．ただ，現在の我々のモデルではキャビテーションはモデル化されていないので，そのような現象の解析は今後の課題である．

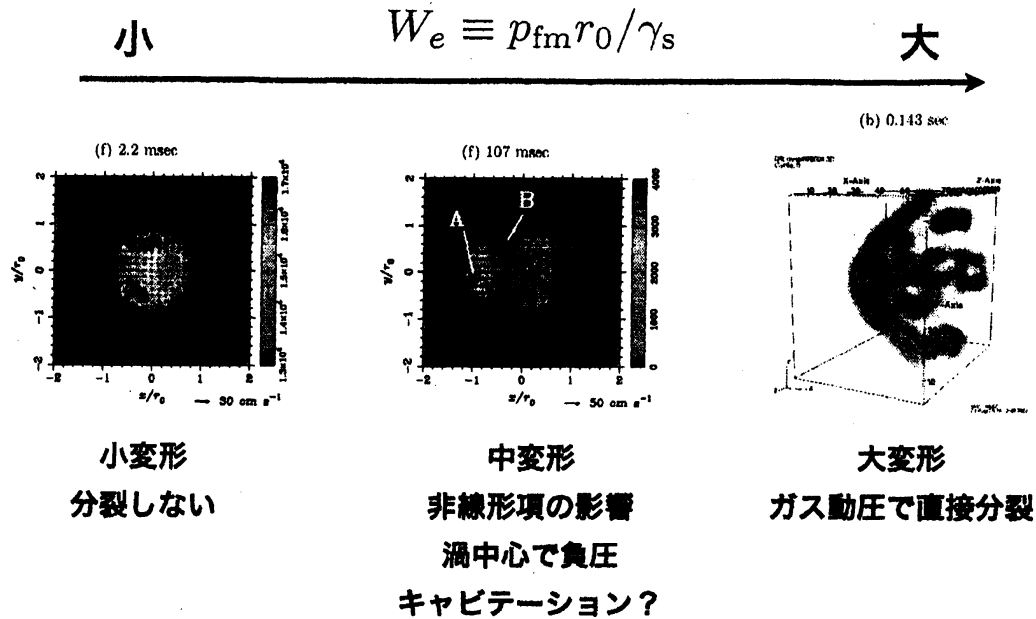


Figure 2: 液滴の変形・分裂に関する計算結果のまとめ.

最後に、液滴半径 $r_0 = 2$ cm の場合、Weber 数は $W_e = 20$ となる。Bronshten (1983) によると、ガス流による液滴分裂実験からは、 $W_e \gtrsim 6$ 程度で液滴の分裂が生じるということが示唆されている。我々のシミュレーション結果では、実際に液滴の分裂が再現されており、Bronshten によってまとめられている実験結果と整合的である。シミュレーションでは、液滴が大きく変形したのちに分裂が生じ、小さな飛沫が多数生じている様子が分かる (Figure 2 右パネル)。これは、衝撃波加熱によって液滴に作用するガス動圧の大きさに対して、Weber 数がある値を大きく越えるような大きなダストは、そのままのサイズではコンドリュール化できない可能性を示しており、これはコンドリュールの最大サイズを与えるメカニズムになり得る (Susa & Nakamoto 2002, Kato et al. 2006)。また、分裂片はこの後冷却して固まることでコンドリュール化することが期待でき、そのサイズ分布を調べることで、実際に測定されているコンドリュールサイズ分布との関係について調べることもできる (実験的な研究としては、Kadono & Arakawa 2005)。さらに、多数の分裂片同士の衝突による複合コンドリュールの形成も重要なテーマである。実際の隕石中にも、数%程度ではあるが、複数のコンドリュールがその形成時に衝突したような様子を示しているものがある (Wasson et al. 1995)。液滴分裂直後は分裂片が狭い空間に集中しているため、このような衝突が頻繁に生じることが示唆され、これは複合コンドリュール形成の有力な形成過程であるかも知れないので、今後はより詳細な解析を行なっていきたい。

3.2. コンドリユール三次元形状の再現

ガス動圧によって変形した液滴がそのまま再固化すると、完全な球ではない変形コンドリユールが形成されうる。実際、Tsuchiyama et al. (2003) が 20 個のコンドリユールに対して X 線マイクロトモグラフィによる三次元形状測定を行なった結果、16 個はほぼ完全な球形状を示したが、残りの 4 個は大きく変形したプロレート形状(ラグビーボール形状)であることが分かった。我々は、コンドリユールに見られるプロレート形状が、回転しながらガス動圧にさらされる液滴の変形で説明できるという可能性を提案し、三次元数値流体シミュレーションによってその仮説を検証した。

ガス動圧の大きさは衝撃波加熱モデルから予測できるが(今回は $p_{\text{fm}} = 10^4 \text{ dyne cm}^{-2}$ を採用)、液滴の回転速度を評価するためには何らかのモデルが必要である。今回我々は、融解前のダスト形状が不規則であるためにガス流中で正味のトルクが生じてダストが回転し、それが液滴回転の起源となったということを想定して、液滴の回転速度を評価した。ダストが得る角運動量は $I\omega \sim N\Delta t$ で表される(I はダストの慣性モーメント、 ω は角速度、 N は正味のトルク、 Δt はトルクを受ける時間)。まず N は、ダストの幾何学的断面積に対して f という割合がトルク発生に寄与すると仮定して、 $N \sim f\pi r_0^2 p_{\text{fm}} \cdot r_0$ と評価した。次に、 Δt は回転周期の半分で与えられるとして、 $\Delta t \sim \pi/\omega$ とした(なぜなら、ダストが半回転すると、正味のトルクの符号が入れ替わって回転速度が減少すると考えられるから)。慣性モーメント I は密度一様球の値を採用すると、 $f = 0.01$, $r_0 = 1 \text{ mm}$ という値に対して、ダスト回転各速度は $\omega \sim 100 \text{ s}^{-1}$ 程度のオーダーとなることが評価できる。

これらの値を用いて、回転する液滴にガス動圧が作用したときの形状を、数値流体計算によって調べた。今回は、回転軸がガス流の向きに対して垂直であると仮定した。また、再固化直前の高い粘性値($\mu = 10^3 \text{ g cm}^{-1} \text{ s}^{-1}$)を採用した。その結果、最初は完全な球だった液滴の形状が、時間とともに回転軸に対して垂直方向に縮んでいき、回転軸方向に伸びて行くことが分かった(Figure 3 左パネル)。つまり、得られた形状はプロレートである。このようなプロレート形状が再現された理由だが、高粘性の液滴は変形に要する時間が非常に長く、それよりも短い周期で回転している場合、ガス動圧の影響が回転周期で平均をとった結果、回転軸に対して軸対称的になるからである(Figure 3 右パネル)。また、今回我々が評価した物理量($p_{\text{fm}} = 10^4 \text{ dyne cm}^{-2}$, $\omega = 100 \text{ s}^{-1}$)の場合、再現された液滴形状は、Tsuchiyama らによって測定されたプロレート形状のコンドリユールと非常に似通っている(三軸楕円体近似したときの軸比において)。これは、衝撃波加熱モデルが、ガス摩擦加熱によってダストを融解してコンドリユール化するのみならず、ガス動圧によって液滴形状を変形させて変形コンドリユールを作ることの意味している。実際に測定されたコンドリユール形状を再現できたという我々の研究成果は、このようなプロレートコンドリユールが、原始太陽系星雲内部において衝撃波加熱によって形成されたということを強く示唆する。

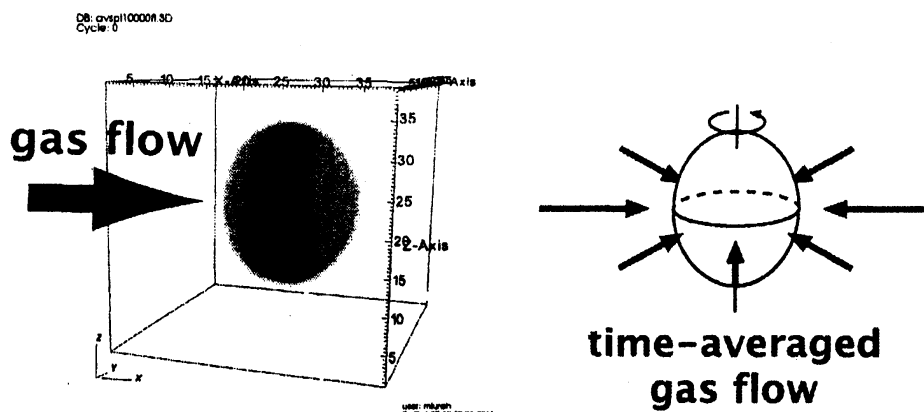


Figure 3: コンドリユール三次元形状の再現に関する計算結果と、その解釈.

4. まとめ

今回我々は、原始太陽系星雲内部で生じた衝撃波によってダストが融解した場合に生じる融解ダストの流体力学的挙動を定量的に解明するために、この分野においては初めて三次元数値流体シミュレーションによる手法を導入した。その結果、液滴の変形、内部流、キャビテーション、分裂といった様々な流体力学的挙動について、定量的な解析を行なうことが可能となった。これらの流体力学的挙動は、形成されるコンドリユールの物理的性質（変形、最大サイズ、サイズ分布、複合コンドリユール）を説明する上で重要な点であり、今後さらに詳細な解析を行なっていく予定である。また、実際に測定された変形コンドリユールの形状が、衝撃波加熱モデルにおいて妥当な条件下で再現できることを初めて示した。これは、原始太陽系星雲内部において、このようなコンドリユールが衝撃波によって形成されることを強く示唆する結果である。惑星形成の歴史において、いつ、どこで、どのような時期に、どのようなメカニズムで星雲中で衝撃波が発生したのかについては、現在様々なモデルが提唱されている。我々の結果は、それらのモデルと関連づけることによって、惑星形成が進行していた時期の原始太陽系星雲内部の環境を推測する強力な手がかりとなるだろう。

謝辞

筆頭著者である三浦均は、日本学術振興会からの援助を受けています。また、大阪大学の土山明教授のグループには、コンドリユール三次元形状のデータの提供や数々の有益な議論などをして頂きました。この場をお借りしてお礼申し上げます。

References

- [1] Amelin et al. (2002). *Science* 297, 1678.
- [2] Boss (1996). In: Hewins, R. H., Jones, R., Scott, R. D. (Eds.), *Chondrules and the Protoplanetary Disk*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, pp. 257.
- [3] Brackbill et al. (1992). *J. Comput. Phys.* 100, 335.
- [4] Bronshten (1983). *Physics of Meteoric Phenomena*. Reidel, Dordrecht.
- [5] Ciesla & Hood (2002). *Icarus* 158, 281.
- [6] Desch & Connolly (2002). *Meteorit. Planet. Sci.* 37, 183.
- [7] Hood & Horanyi (1991). *Icarus* 93, 259.
- [8] Hood & Horanyi (1993). *Icarus* 106, 179.
- [9] Iida et al. (2001). *Icarus* 153, 430.
- [10] Jones et al. (2000). In: Boss, A. P., Russell, S. S. (Eds.), *Protostars and Planets IV*. Univ. of Arizona Press, Tucson, pp. 927.
- [11] Kadono & Arakawa (2005). *Icarus* 173, 295.
- [12] Kato et al. (2006). *Meteorit. Planet. Sci.* 41, 49.
- [13] Miura et al. (2002). *Icarus* 160, 258.
- [14] Miura & Nakamoto (2005). *Icarus* 175, 289.
- [15] Miura & Nakamoto (2006). *Astrophys. J.* 651, 1272.
- [16] Miura & Nakamoto (2007). *Icarus*, in press (astro-ph/0611289).
- [17] Nakamura et al. (2001). *J. Comput. Phys.* 174, 171.
- [18] Pilipp et al. (1992). *Astrophys. J.* 387, 364.
- [19] Ruzmaikina & Ip (1994). *Icarus* 112, 430.
- [20] Shu et al. (2001). *Astrophys. J.* 548, 1029.
- [21] Sorby (1877). *Nature* 15, 495.
- [22] Susa & Nakamoto (2002). *Astrophys. J.* 564, L57.
- [23] Tsuchiyama et al. (2003). *Lunar Planet. Sci.* 34, 1271.

- [24] Uesugi et al. (2003). *Earth Planets Spece* 55, 493.
- [25] Wasson et al. (1995). *Geochim. Cosmochim. Acta* 59, 1847.
- [26] Xiao et al. (1996). *Int. J. Numer. Methods Fluids* 42, 187.
- [27] Yabe & Wang (1991). *J. Phys. Soc. Japan*, 60, 2105.